

Étude expérimentale par SPIV de l'organisation d'une couche limite se développant au-dessus d'une canopée urbaine

C. RIVET, T. RUIZ, L. PERRET

Laboratoire de Mécanique des Fluides,
École Centrale de Nantes, UMR CNRS 6598, 1 rue de la Noë BP 92101, F-44321 Nantes Cedex 3

Résumé :

Cette étude en soufflerie atmosphérique porte sur l'analyse d'une couche limite neutre en interaction avec une canopée urbaine (densité surfacique de 25%). La mesure des champs de vitesse s'effectue à l'aide de la PIV Stéréoscopique. Le calcul des corrélations en deux points permet d'analyser la dynamique des structures cohérentes de l'écoulement en établissant un parallèle avec le modèle « hairpin vortex packets » développé dans le cadre d'une couche limite sur paroi lisse.

Abstract :

This study focuses on atmospheric wind tunnel analysis of a neutral boundary layer interacting with an urban-like canopy (area density of 25%). The measurement of velocity fields is performed using stereoscopic PIV. The two-point correlations allow the analysis of the dynamics of coherent flow structures by establishing a parallel with the « hairpin vortex packets » model developed in the case of smooth wall boundary layer.

Mots clefs : Turbulence, couche limite urbaine, SPIV, soufflerie atmosphérique

1 Introduction

Dans un contexte environnemental, l'étude de la couche limite atmosphérique au-dessus d'une canopée urbaine est d'un intérêt majeur afin de comprendre les processus de transport de masse, de quantité de mouvement et de scalaire passif. Ces processus sont liés aux propriétés de l'écoulement moyen mais également à la dynamique spatio-temporelle de l'écoulement, notamment celle des structures cohérentes. Le modèle « hairpin vortex packets » (Adrian et al.[2]), a permis de proposer une explication concernant l'organisation de la turbulence dans une couche limite turbulente en développement sur une paroi lisse. Ce modèle repose sur le fait que les tourbillons de type « hairpin » se trouvent le plus souvent en paquets très allongés plutôt qu'isolés dans la couche limite (démontré de manière statistique par Adrian et al [2]). Ces structures sont entre autres, associées à des éjections de fluide (fig. 10 [2]) et leurs échelles caractéristiques augmentent lorsqu'on se déplace vers l'aval au sein d'un même paquet [2]. Les paquets de « hairpins » permettent d'expliquer l'existence, dans la couche limite, d'éjections très importantes appelées « bursts » jouant un rôle très important dans la production d'énergie cinétique turbulente. De plus, ce modèle explique que les zones allongées de sous-vitesse longitudinale sont induites par la succession d'éjections entre les branches des tourbillons « hairpin ». En s'appuyant sur ce modèle et sur la mesure des corrélations en deux points à partir de mesures par PIV stéréoscopique (SPIV) dans les plans longitudinal et normal à l'écoulement moyen, le but de l'étude proposée ici est d'analyser l'organisation des structures cohérentes dans la couche limite se développant au-dessus d'un modèle de canopée urbaine.

2 Dispositif expérimental

2.1 Soufflerie atmosphérique

La soufflerie utilisée, à circuit ouvert en aspiration, est spécialement dédiée à la simulation des écoulements de type couche limite atmosphérique. Cette soufflerie possède une veine d'établissement d'une longueur de

24 m pour une section de $2 \times 2 \text{ m}^2$. Son ventilateur centrifuge est entraîné par un moteur électrique d'une puissance de 45 kW, capable de délivrer une vitesse nominale d'écoulement comprise entre 0 et 10 m.s^{-1} . Les parois latérales ainsi que le plafond de la veine d'étude sont transparents, facilitant ainsi la mise en œuvre de techniques de mesure optiques. Dans cette étude, la longueur de développement de la couche limite est de 18m. La section d'essais correspond à une portion de 3 m en aval de la zone d'établissement.

2.2 Modèle de canopée urbaine

Le plancher de la soufflerie est équipé de plus de 4000 éléments de rugosités (en bois) identiques, de forme cubique, de hauteur $h = 50 \text{ mm}$ et disposés en quinconce (figure 1). Leur distribution spatiale est homogène. Ce modèle possède une densité surfacique de 25%.

La couche limite se développe naturellement sur une longueur d'établissement de 18 m, soit $360h$. La couche limite atteint alors une épaisseur de l'ordre de $\delta = 0.7 \text{ m}$, soit $14h$ ($h/\delta = 0.071$) (figure 2a), pour une vitesse de référence $U_r = 5.5 \text{ m/s}$, correspondant à un nombre de Reynolds basé sur δ de $Re_\delta = 250\,000$.

2.3 Instrumentation

Les mesures de qualification de l'écoulement ont été effectuées par anémométrie à fils chauds croisés. Deux anémomètres DISA 55M05 et une sonde DISA 55R61 ont été utilisés. L'étalonnage en vitesse et en angle est réalisé in situ, hors de la zone d'influence de la couche limite. La relation liant les tensions délivrées par les anémomètres aux composantes de la vitesse est construite grâce à la méthode de calcul polynomiale FULL proposée par Österlund [8]. Une correction de la dérive de la température ambiante est également effectuée sur les tensions en sortie des anémomètres suivant la méthode présentée par Bruun [3]. Les profils de vitesse sont obtenus avec une fréquence d'acquisition de 2.5 kHz et une durée d'acquisition de 500 s par point de mesure.

Des mesures de champs de vitesse instantanée ont été réalisées par SPIV dans un plan longitudinal vertical (x,z) (plan de symétrie de la soufflerie) et dans un plan (y,z) normal à l'écoulement (figure 1). L'écoulement est ensemencé juste en amont de la première rangée de cubes, à l'aide d'un générateur de fumée de spectacle produisant des gouttelettes d'un diamètre moyen de $1 \mu\text{m}$. L'acquisition des images de particules est réalisée à l'aide d'un laser Nd:YAG 532nm modèle DualPower 200-15 d'une énergie de 200 mJ par pulse, fonctionnant à une fréquence de 15 Hz, synchronisé à deux caméras compactes Dantec Dynamics FlowSense 4M, d'une résolution de 2048×2048 pixels. Chaque caméra est équipée d'un objectif Nikon AF DC-NIKKOR 105 mm f/2D et d'une table de Scheimpflug. Le réglage des caméras (ouverture de l'objectif, mise au point et angle de Scheimpflug) est effectué à distance grâce au logiciel Remote Camera Control. Pour chaque configuration, 3000 images ont été enregistrées puis traitées à l'aide du logiciel Dynamic Studio fourni par Dantec Dynamics. Un algorithme multi-pass adaptatif avec une taille finale de fenêtre de 32×32 pixels et un recouvrement de 50% est utilisé. L'intervalle de temps entre les deux flash laser a été optimisé dans chacun des deux plans. Les champs de vecteurs ainsi obtenus ont pour dimensions environ $30 \times 20 \text{ cm}^2$, soit $6h \times 4h$ et une résolution de 2.66 mm par 1.85 mm.

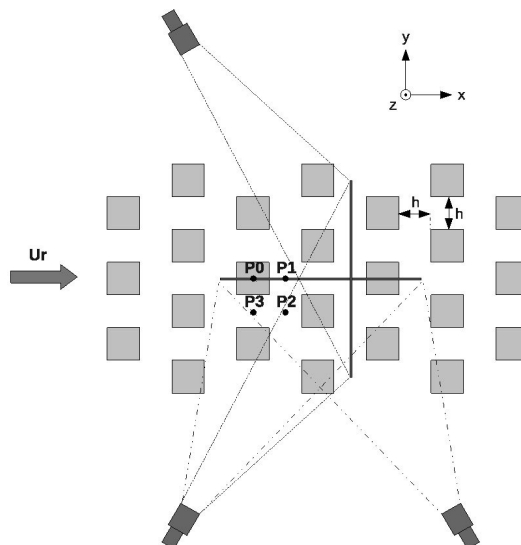


FIG. 1 – Schéma des configurations étudiées pour les mesures de SPIV.

Dans les sections suivantes, les caractéristiques de l'écoulement sont analysées en quatre positions spécifiques localisées dans le plan (x,y) : P0, au centre d'un cube ; P1, à 0.5h en aval d'un cube ; P2, à 0.5h en amont d'un cube et P3, à 1.5h en aval et en amont de cubes (figure 1).

3 Résultats

3.1 Statistiques en 1 point

Le profil de la vitesse moyenne longitudinale, en position P3, mesuré par anémométrie à fils chauds croisés (figures 2a et 2b), permet d'observer entièrement la couche limite turbulente. Au-delà de 14h, l'écoulement n'est plus influencé par la présence du sol et de la canopée ($\delta = 14h$). La figure 2c présente les tensions de Reynolds $\overline{u'^2}/U_r^2$, $\overline{v'^2}/U_r^2$, et $\overline{w'^2}/U_r^2$ adimensionnées. L'écoulement est clairement anisotrope, le niveau de fluctuation associée à la composante longitudinale étant largement supérieur à celui des deux autres composantes (d'un facteur 3). La figure 2d présente la tension de Reynolds croisée $\overline{u'w'}/U_r^2$ adimensionnée. Cette quantité est négative, confirmant la production de turbulence dans la couche limite. Malgré de légères différences dues aux limites des deux techniques de mesure, on note une bonne correspondance des données. La vitesse de frottement, déterminée à l'aide du profil vertical de $\overline{u'w'}$ (mesuré par fils chauds croisés) au niveau de la zone logarithmique du profil de vitesse moyenne (entre 1.5h et 3h), est égale à $u^*/U_r = 0.054$. Cheng et al. [4] indiquent que cette technique sous-estime la valeur de 25%. En appliquant la correction, $u^*/U_r = 0.072$, ce qui correspond à la valeur de Cheng et al [4]. La longueur de rugosité et la hauteur de déplacement ont été calculées par régression avec les mesures de la zone logarithmique : $z_0/h = 0.039$ et $d/h = 0.760$. Ce calcul reste très sensible à la plage de données utilisée mais les résultats restent cohérents avec ceux de Cheng et al. [4], utilisant la même méthode. Ces résultats confirment que l'écoulement généré au-dessus du modèle de canopée urbaine correspond bien à un écoulement de type couche limite urbaine.

3.2 Corrélations spatiales en 2 points

L'analyse des corrélations spatiales en deux points permet de mettre en évidence l'organisation des structures cohérentes ainsi que les mouvements de fluide associés, au-dessus d'une canopée urbaine. Grâce aux mesures par SPIV, nous pouvons calculer l'ensemble des corrélations spatiales en deux points des vitesses fluctuantes pour les deux configurations présentées précédemment (figure 1). Ces corrélations fournissent des informations quantitatives sur l'inclinaison des structures et sur leurs dimensions caractéristiques.

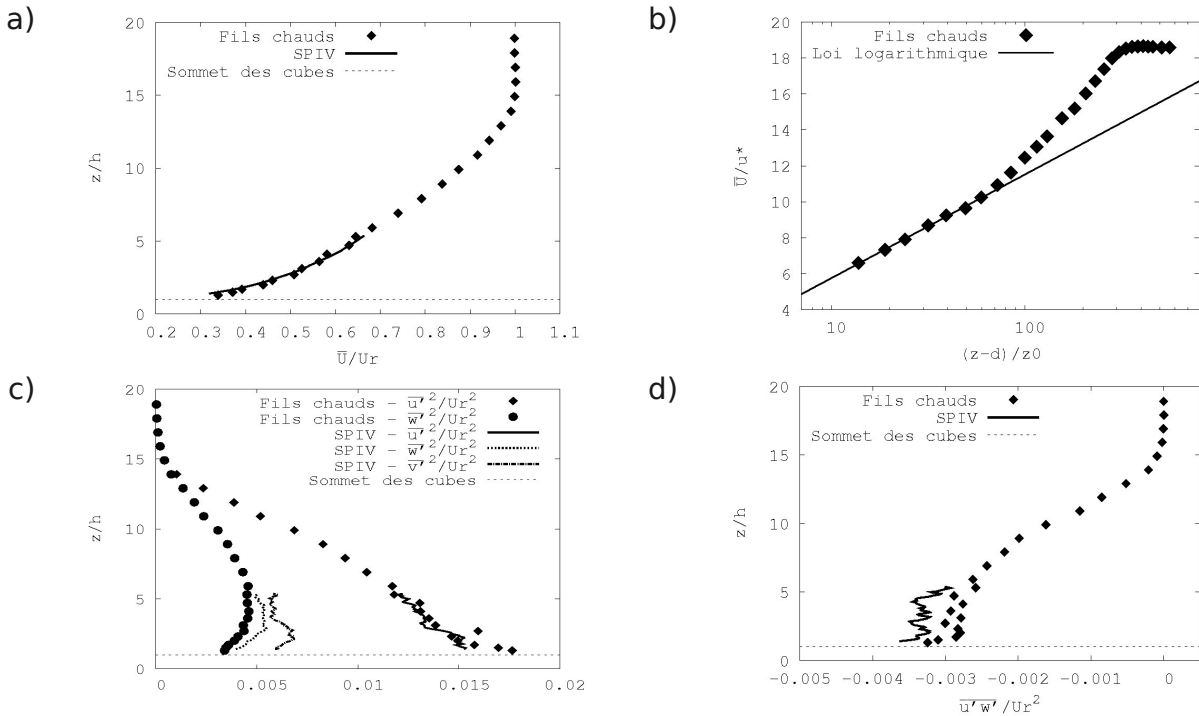


FIG. 2 – Profils verticaux en position P3 : a) Vitesse moyenne longitudinale ; b) Vitesse moyenne longitudinale sous la forme logarithmique ; c) Tensions de Reynolds adimensionnées (de droite à gauche) $\overline{u'^2}/U_r^2$, $\overline{v'^2}/U_r^2$ et $\overline{w'^2}/U_r^2$; d) Tension de Reynolds croisée $\overline{u'w'}/U_r^2$.

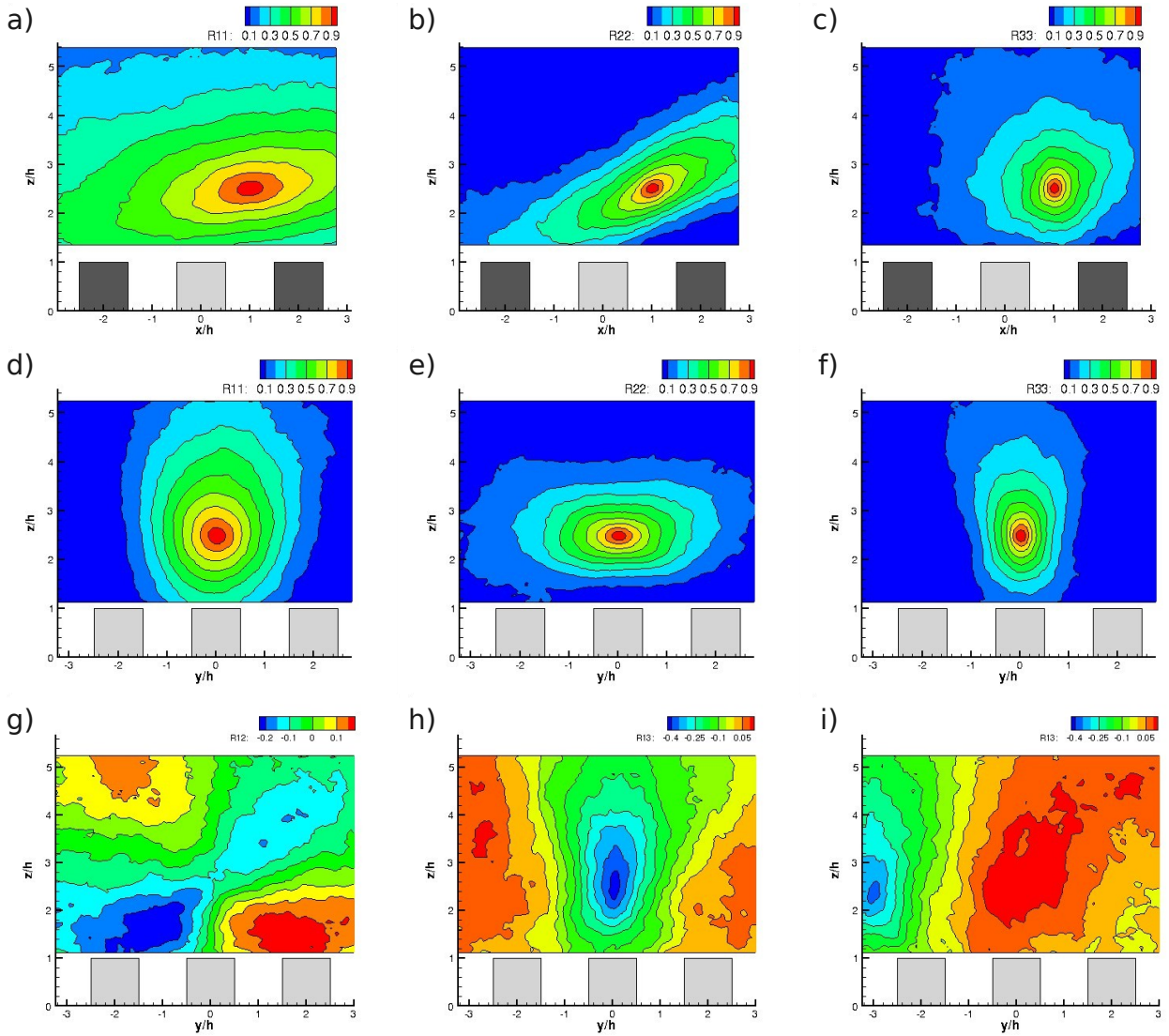


FIG. 3 – Corrélations spatiales en 2 points avec le point de référence en P2 à $z/h = 2.5$: R_{uu} , R_{vv} et R_{ww} dans le plan longitudinal (a, b, c) et dans le plan normal (d, e, f) ; R_{uv} et R_{uw} (g et h) dans le plan normal.

Corrélations spatiales R_{uw} (i) dans le plan normal avec le point de référence décalé en $y/h = -3$.

La figure 3 présente une partie des corrélations calculées, où le point de référence se situe à l'intersection des deux plans (point de type P2, figure 1), à une hauteur de $1.5h$ au-dessus des cubes. Sur ces figures, la nappe laser passe par le centre des cubes gris foncé. Les cubes en gris clair se situent derrière la nappe laser.

Bien que les lobes de R_{uu} (figure 3a) et R_{vv} (figure 3b) sortent en partie du champ d'observation, on observe clairement des mouvements cohérents inclinés de dimension longitudinale importante. Les échelles de longueur intégrales calculées (au centre des champs) en fonction de l'altitude (non présentées ici) montrent bien que $Lz_{uu} < Lx_{uu}$ et $Lz_{vv} < Lx_{vv}$. De plus, $Lz_{vv}/Lx_{vv} < Lz_{uu}/Lx_{uu}$, ce qui traduit bien un écrasement plus important de R_{vv} , dans le plan longitudinal. A contrario, la corrélation R_{ww} (figure 3c) est isotrope. Dans le plan normal, les corrélations R_{uu} , R_{vv} et R_{ww} (figures 3d, 3e et 3f) sont symétriques par rapport à l'axe vertical passant par le point de référence. Enfin, les corrélations R_{uv} et R_{uw} (figures 3g, 3h et 3i) présentées dans le plan normal, sont marquées par l'alternance de zones de corrélation opposées.

Les angles moyens d'inclinaison des deux types de mouvements cohérents de fluide ont été déterminés à partir de l'évolution de R_{uu} et R_{vv} dans le plan longitudinal (en P0, P1, P2 et P3) en plusieurs positions verticales (avec un seuil de 0.5). Les figures 4a et 4b montrent qu'en fonction de l'altitude ces angles évoluent différemment. Les lobes de R_{uu} ont une inclinaison d'environ 11° entre $z/h = 2$ et $z/h = 3.5$, en accord avec les résultats de Reynolds et Castro [9], et Coceal et al. [5]. De plus, nous observons que cette inclinaison diminue rapidement au-dessus de $z/h = 3.5$ et tend à devenir nulle au-dessus de $z/h = 5$. Les lobes observés avec R_{vv} gardent une inclinaison constante de l'ordre de 28° .

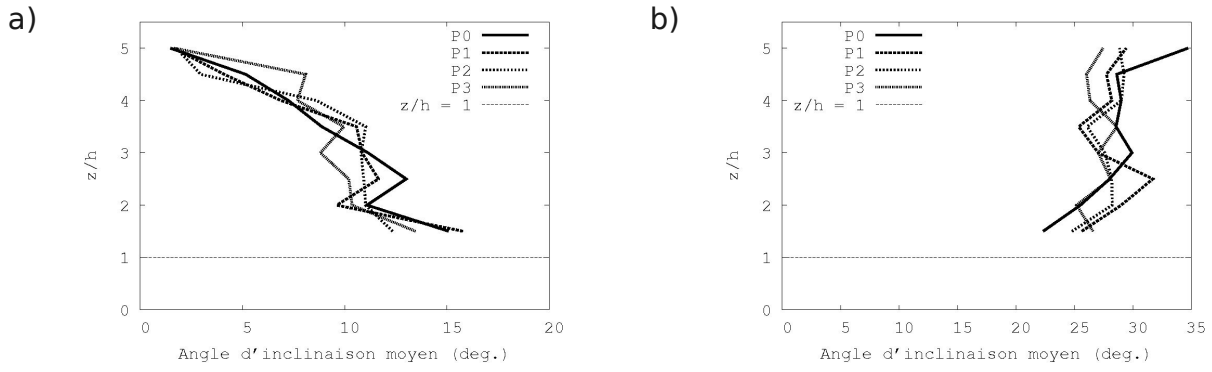


FIG. 4 – Angle d'inclinaison moyen des structures pour les corrélations R_{uu} (a) et R_{vv} (b).

4 Discussion

Il apparaît que les corrélations R_{uu} et R_{vv} (figures 3a et 3b) dans le plan longitudinal révèlent deux inclinaisons respectivement d'environ 11° ($2 < z/h < 3.5$) et 28° ($2 < z/h < 4.5$). Cette différence de comportement pourrait être reliée à la différence d'inclinaison caractéristique des zones basse vitesse et des tourbillons « hairpin ». En effet, Adrian et al [2] constatent une inclinaison privilégiée de l'ordre de 12° pour les zones allongées basse vitesse et une inclinaison de 30 - 60° pour les tourbillons « hairpin ». De même, Ganapathisubramani et al [6] observent des inclinaisons de 45° pour les tourbillons de type « hairpin ». L'observation de champs de vitesses instantanées fluctuantes dans le plan longitudinal confirme l'inclinaison privilégiée de R_{vv} car des zones allongées de vitesse transverse positive ou négative sont observées avec une inclinaison proche de 28° . L'inclinaison d'environ 11° pour la corrélation R_{uu} est liée à l'augmentation de la dimension caractéristique des tourbillons de type « hairpin » lorsqu'on se déplace vers l'aval au sein d'un même paquet. L'augmentation de la taille des « hairpins » induit un épaississement de la zone basse vitesse vers l'aval.

L'examen des corrélations R_{uu} et R_{vv} (figures 3d et 3e) dans le plan normal à l'écoulement moyen permet de compléter cette analyse. L'étendue transversale de R_{uu} ($Ly_{uu} = 2h$ pour un seuil $R_{uu}(y,z) = 0.4$) peut être associée aux zones allongées de basse vitesse. Lorsqu'on analyse la corrélation R_{uu} pour des décalages Δy suffisamment importants par rapport au point de référence, on observe des niveaux négatifs. Cela signifie que des zones de haute vitesse sont statistiquement associées aux zones de basse vitesse. En prenant un point de référence sur le bord du champ, on retrouve (non montrée ici) un lobe de corrélation négatif dont l'étendue spatiale est similaire à celle du lobe positif de la figure 3d. Tomkins et Adrian [10] utilisent des mesures PIV dans des plans parallèles à la paroi pour mettre en évidence la coexistence de zones allongées basse et haute vitesse. Ils précisent que les structures basses vitesses sont les structures qui dominent la dynamique de l'écoulement et sont l'effet de l'interaction entre les structures tourbillonnaires et la paroi. Coceal et al. [5], simulant numériquement une canopée urbaine de même densité, observent un espacement transverse de $2h$. La corrélation R_{vv} (figure 3e) est caractérisée par une étendue transversale importante par rapport à l'étendue verticale ($Ly_{vv}/Lz_{vv} = 2.5$ pour $R_{vv}(y,z) = 0.4$). L'observation de champs de vitesses instantanées dans ce plan normal confirme l'existence de grands mouvements transverses. Étant données les échelles spatiales et les formes de la corrélation R_{vv} , les mouvements transverses ne semblent pas associés à la structure tourbillonnaire des jambes du « hairpin ».

L'analyse des corrélations R_{uv} et R_{uw} (figures 3g et 3h) dans le plan normal à l'écoulement moyen permet de relier ces mouvements transverses cohérents aux caractéristiques dynamiques de l'écoulement. L'analyse de R_{uv} révèle que si $u' < 0$ au point de référence ($R_{uv} < 0$ dans cette zone permet de préciser que statistiquement cette « sous-vitesse » est associée à une éjection), on observe un mouvement de convergence du fluide dans la partie basse et d'un mouvement de divergence du fluide dans la partie haute (figure 3g). De plus, le niveau de corrélation est important ($|R_{uv}| > 0.20$) entre la zone d'éjection et de convergence. Par conséquent, on peut supposer que les mouvements cohérents transverses serait induits par les éjections des tourbillons « hairpin ». Les écoulements transverses « alimentent » (figure 5) en fluide les éjections associées aux tourbillons « hairpin » successifs. Enfin, à z/h donné, les dimensions spatiales du lobe négatif de R_{uv} sont tout à fait similaires à celles du lobe principal positif de R_{vv} . L'écoulement transverse dans la couche limite est par conséquent dominé par les « zones d'alimentation transversale des éjections ».

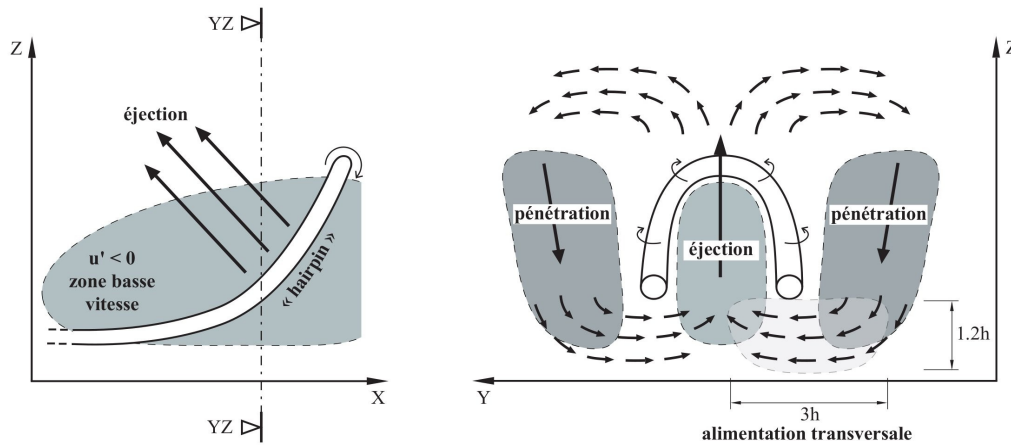


FIG. 5 – Schéma du phénomène d'alimentation transversale.

Par ailleurs, la figure 10b de Adrian et al [2] montre clairement que l'éjection suit l'inclinaison du tourbillon « hairpin ». Cela laisse supposer que l'alimentation transverse en fluide suit l'inclinaison de ces tourbillons d'où l'inclinaison de la corrélation R_{vv} dans le plan longitudinal. L'analyse de la corrélation R_{uw} (figure 3h) donne des informations supplémentaires sur l'écoulement associé à une éjection au point de référence. On constate, en effet, un mouvement étendu de fluide dirigé vers la paroi pour un décalage Δy compris entre $2h$ et $5h$. Ce mouvement de pénétration de fluide est associé au mouvement convergent pour alimenter l'éjection. On peut donc penser que les zones de pénétration dans la couche limite sont intimement liées aux zones allongées de « sur-vitesse » et à l'alimentation en fluide des zones d'éjection (figure 5).

5 Conclusion

Au cours de cette étude, un écoulement de couche limite se développant au-dessus d'une canopée urbaine a été étudié en soufflerie atmosphérique, grâce à la réalisation de mesures par SPIV dans deux plans perpendiculaires. Une validation des caractéristiques de l'écoulement a été faite en confrontant mesures par SPIV et mesures par fils chauds croisés. L'analyse détaillée des corrélations en deux points des trois composantes de vitesses obtenues dans les deux plans a permis, en se basant sur le modèle de "Hairpin Vortex packets" [1,2], de mettre en lumière un phénomène d'alimentation transversale des zones d'éjections associées aux tourbillons "hairpins" (résumé figure 5) qui laisse une empreinte forte sur les corrélations de la composante transversale. Cette étude, réalisée au-dessus de la canopée, sera complétée dans le futur par une analyse de l'écoulement dans la canopée et à son interface avec la couche limite.

References

- [1] Adrian R. J., Hairpin vortex organization in wall turbulence, *Physics of fluids*, 19, 041301, 2007.
- [2] Adrian R. J., Meinhart C.D. & Tomkins C.D., Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary, *J. Fluid Mech.*, 422, 1-54, 2000.
- [3] Bruun H.H., Hot-wire anemometry, Oxford University Press, 1995.
- [4] Cheng H., Hayden P., Robins A.G. & Castro I.P., Flow over cube arrays of different packing densities, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 95, 715-740, 2007.
- [5] Coceal O., Dobre A., Thomas T.G. & Belcher S.E., Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness, *J. Fluid Mech.*, 589, 375-409, 2007.
- [6] Ganapathisubramani B., Longmire E.K. & Marusic I., Experimental investigation of vortex properties in a turbulent boundary layer, *Physics of fluids*, 18, 055105, 2006.
- [7] Kline S.J., Reynolds W.C., Schraub F.A. & Runstadler P.W., The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, 30, 741-773, 1967.
- [8] Österlund J.M., Experimental studies of zero pressure-gradient turbulent boundary layer flow, PhD Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1999.
- [9] Reynolds R.T. & Castro I.P., Measurements in an urban-type boundary layer, *Exp. Fluids*, 45, 141-156, 2008.
- [10] Tomkins C.D. & Adrian R.J., Spanwise structure and scale growth in turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, 490, 37-74, 2003.